

多孔質物体中の非定常ガス流動の理論的研究

—摂動法による近似計算—

杉 本 富士夫^{*}・段 野 勝^{*}・滝 本 真 生^{*}

A Theoretical study on Unsteady Gas Flow Through Porous Medium

—Approximate Calculation by Perturbation Method—

Fujio SUGIMOTO, Masaru DANNO, Masaki TAKIMOTO

(Received Oct. 15, 1972)

The authors have been carrying out the studies of a series on the unsteady gas flow through porous medium. In these studies, the flow rate of gas under various conditions is calculated with some approximate numerical analysis which are suggested by them.

In this paper, instead of the above calculations, the perturbation method is applied to the analysis of one-dimensional unsteady gas flow through semi-infinite porous medium. As the results, it is found that this method can be obtained desirable results when pressure of gas contained in medium is lower.

1 緒 言

圧力の高いガスを包蔵する均質な多孔体の一自由平面をある瞬間減圧すると、ガスはこの平面に向って流動を始め、平面からガスが流出する。このようなガスの非定常流れについて、多孔体の透過率やガスの性質など種々の条件を与えた場合のガスの挙動を理論的かつ実験的に検討してきた。すでに R. E. Kidder 等は、多孔体が半無限の拡がりを持ち、ガスが等温的に流動する場合について摂動法による解を求めている。¹⁾

本論文では、一つの試みとして R. E. Kidder の行なった計算法をガスが断熱的に流れる場合と、多孔体がガスに対して吸着力をもつ場合に拡張計算することができたので、この結果を報告し、さきの筆者らの結果との比較検討を述べることとする。

2 ガス圧分布 (断熱的流動)

圧力 p_i なるガスを包蔵する半無限の拡がりをもつ多孔体の一自由平面をある瞬間圧力 p_N に減圧する

と、ガスはこの平面に向って流動を始め、平面から自由空間にガスが流出する。ガスの流動が断熱的である場合、ガスの比重量 τ (kg/cm³) と圧力 p (atm) の間につぎの関係が成立するものとする。

$$p/p_N = (\tau/\tau_N)^{\kappa}$$

ここに κ は比熱比である。このとき、多孔体内のガス圧の距離的、時間的变化は次の基礎式によって与えられる。²⁾

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{k}{\phi\mu} \left\{ \kappa p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad \dots\dots(1)$$

ここに x は自由面からの距離 (cm), k は透過率 (darcy), μ は粘性係数 (cp), ϕ は空隙率, t は時間 (s) を表わす。この場合の初期条件および境界条件は

$$p(x, 0) = p_i, \quad 0 < x < \infty$$

$$p(0, t) = p_N, \quad 0 < t < \infty$$

また(1)式はつぎのように書くこともできる。

$$\frac{\partial p^2}{\partial t} = \frac{k}{\phi\mu} \left\{ \kappa p \frac{\partial^2 p^2}{\partial x^2} - \left(\frac{\kappa-1}{2p} \right) \left(\frac{\partial p^2}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad \dots\dots(2)$$

いま $\rho = p/p_i$, $\tau = p_i t / \phi\mu$, および $\xi = x/\sqrt{k}$ とおけば、(2)式はつぎのようになる。

^{*} 産業機械工学科

$$\frac{\partial \rho^2}{\partial \tau} = \kappa \rho \frac{\partial^2 \rho^2}{\partial \xi^2} - \frac{\kappa-1}{2\rho} \left(\frac{\partial \rho^2}{\partial \xi} \right)^2 \quad \dots\dots\dots(3)$$

(3)式における初期条件および境界条件はつぎのようになる。

$$\begin{aligned} \rho(\xi, 0) &= 1, \quad 0 < \xi < \infty \\ \rho(0, \tau) &= p_N/p_i, \quad 0 < \tau < \infty \end{aligned}$$

いま、無次元独立変数 $w(\xi, \tau)$ を導入して

$$\rho^2 = 1 - \alpha w \quad \dots\dots\dots(4)$$

とおく。

ここで $\alpha = 1 - \rho_N^2$ とする。

このようにおくと、 $\rho_N = p_N/p_i$ は $0 < \rho_N < 1$ であるから、パラメータ α は $0 < \alpha < 1$ となる。

(4)式の関係を用いると(3)式は

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} = \kappa(1-\alpha w)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial^2 w}{\partial \xi^2} + \frac{\alpha(\kappa-1)}{2(1-\alpha w)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\partial w}{\partial \xi} \right)^2 \quad \dots\dots\dots(5)$$

さらに独立変数 $z = \xi/2\sqrt{\tau}$ を導入すると、(5)式は次の非線形常微分方程式に帰着される。

$$\begin{aligned} \kappa \frac{d^2 w}{dz^2} + \frac{2z}{(1-\alpha w)^{\frac{1}{2}}} \frac{dw}{dz} + \frac{\alpha(\kappa-1)}{2(1-\alpha w)} \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 \\ = 0 \quad \dots\dots\dots(6) \end{aligned}$$

ここで w はつぎの初期条件および境界条件を満足する。

$$w(z=0) = 1, \quad w(z=\infty) = 0$$

(6)式のパラメータ α は小さいので、摂動法によりこれを近似的に解くことができる。いま w を α のべき級数として展開し、

$$w = w^{(0)} + \alpha w^{(1)} + \alpha^2 w^{(2)} + \dots\dots \quad \dots\dots\dots(7)$$

さらに(6)式における $(1-\alpha w)^{-\frac{1}{2}}$ および $\alpha(1-\alpha w)^{-1}$ を級数に展開し

$$(1-\alpha w)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2} \alpha w + \frac{3}{8} \alpha^2 w^2 + \dots\dots \quad \dots\dots\dots(8)$$

$$\alpha(1-\alpha w)^{-1} = \alpha + \alpha^2 w + \alpha^3 w^2 + \dots\dots \quad \dots\dots\dots(9)$$

(7)、(8)および(9)式を(6)式に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \left(\kappa \frac{d^2 w^{(0)}}{dz^2} + 2z \frac{dw^{(0)}}{dz} \right) + \alpha \left[\kappa \frac{d^2 w^{(1)}}{dz^2} + 2z \frac{dw^{(1)}}{dz} \right. \\ \left. + zw^{(0)} \frac{dw^{(0)}}{dz} + \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{dw^{(0)}}{dz} \right)^2 \right] \\ + \alpha^2 \left[\kappa \frac{d^2 w^{(2)}}{dz^2} + 2z \frac{dw^{(2)}}{dz} + zw^{(1)} \frac{dw^{(0)}}{dz} + \right. \\ \left. \frac{3}{4} zw^{(0)2} \frac{dw^{(0)}}{dz} + zw^{(0)} \frac{dw^{(1)}}{dz} + \frac{\kappa-1}{2} w^{(0)} \right. \\ \left. \times \left(\frac{dw^{(0)}}{dz} \right)^2 + (\kappa-1) \frac{dw^{(0)}}{dz} \frac{dw^{(1)}}{dz} \right] + \dots\dots = 0 \quad \dots\dots\dots(10) \end{aligned}$$

この方程式を任意の値の α について満足させるため

には各係数は0でなければならないから、つぎの一連の線形常微分方程式を得ることができる。

$$\frac{d^2 w^{(0)}}{dz^2} + \frac{2z}{\kappa} \frac{dw^{(0)}}{dz} = 0 \quad \dots\dots\dots(11)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w^{(1)}}{dz^2} + \frac{2z}{\kappa} \frac{dw^{(1)}}{dz} = -\frac{1}{\kappa} \left[zw^{(0)} \frac{dw^{(0)}}{dz} \right. \\ \left. + \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{dw^{(0)}}{dz} \right)^2 \right] \quad \dots\dots\dots(12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w^{(2)}}{dz^2} + \frac{2z}{\kappa} \frac{dw^{(2)}}{dz} = -\frac{1}{\kappa} \left[zw^{(1)} \frac{dw^{(0)}}{dz} \right. \\ \left. + \frac{3}{4} zw^{(0)2} \frac{dw^{(0)}}{dz} + zw^{(0)} \frac{dw^{(1)}}{dz} + \frac{\kappa-1}{2} w^{(0)} \right. \\ \left. \times \left(\frac{dw^{(0)}}{dz} \right)^2 + (\kappa-1) \frac{dw^{(0)}}{dz} \frac{dw^{(1)}}{dz} \right] \quad \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

このようにして高次の方程式が続く。

関数 $w^{(i)}$ の初期条件および境界条件は

$$\begin{aligned} w^{(0)}(z=0) &= 1, \quad w^{(0)}(z=\infty) = 0 \\ w^{(i)}(z=0) &= 0, \quad w^{(i)}(z=\infty) = 0, \quad i=1, 2, 3, \dots \end{aligned}$$

であり、これを考慮すると(11)式の解は次のようになる。

$$w^{(0)} = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{\kappa}}\right) \quad \dots\dots\dots(14)$$

ここに

$$\operatorname{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{\kappa}}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_0^z e^{-\frac{z^2}{\kappa}} dz \quad \dots\dots\dots(15)$$

である。

以上の結果を(12)式の右辺に適用して、 $w^{(1)}$ を解けば

$$\begin{aligned} w^{(1)} = \frac{1}{2\pi} \left[e^{-\frac{2z^2}{\kappa}} - w^{(0)} \left\{ 1 + \sqrt{\frac{\pi}{\kappa}} z e^{-\frac{z^2}{\kappa}} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\pi(1-\kappa)}{2\kappa} \operatorname{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{\kappa}}\right) \right\} \right] \quad \dots\dots\dots(16) \end{aligned}$$

同様に、(14)式および(16)式を(13)式の右辺に適用して、 $w^{(2)}$ を解けば

$$\begin{aligned} w^{(2)} = -\frac{1}{\pi} \left[w^{(1)} - \frac{z}{8\sqrt{\pi\kappa}} e^{-\frac{3z^2}{\kappa}} + \frac{\kappa+1}{4\kappa} w^{(0)} \right. \\ \left. - \frac{\sqrt{\pi} z}{16\sqrt{\kappa}} e^{-\frac{z^2}{\kappa}} \left\{ \frac{2z^2}{\kappa} - \frac{\kappa+4}{\kappa} \right\} \times \left\{ w^{(0)} \right\}^2 \right. \\ \left. + \frac{1}{4} e^{-\frac{2z^2}{\kappa}} \left(\frac{z^2-2}{\kappa} \right) w^{(0)} - \frac{\sqrt{3}(\kappa+2)}{16\kappa} \right. \\ \left. \times \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{3z}{\sqrt{\kappa}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{\kappa}}\right) \right\} - \frac{\kappa-1}{4\kappa} e^{-\frac{2z^2}{\kappa}} \right. \\ \left. + \frac{(\kappa-1)\sqrt{\pi} z}{8\kappa^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{z^2}{\kappa}} \left\{ 1 - \left(\operatorname{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{\kappa}}\right) \right)^2 \right\} \right. \\ \left. - \frac{(\kappa-1)\pi}{24\kappa^2} \operatorname{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{\kappa}}\right) \left(2w^{(0)} + 3\kappa - 1 \right) w^{(0)} \right] \quad \dots\dots\dots(17) \end{aligned}$$

このような計算を繰返し、(7)式に示す高次の項についても計算を続けることができる。しかし Table 1 ($\kappa=1.40$ の場合の一例を示している) に示すように精度を考えると、(7)式の第4項以下は無視しても差支えないものと思われる。したがって以上の結果から(4)式を用い、多孔体内の圧力降下をあらわす $p=p_i$ は次式によって示される。

$$p^2 = 1 - \alpha w^{(0)} - \alpha^2 w^{(1)} - \alpha^3 w^{(2)} - \dots \quad (18)$$

このようにして Table 1 の $w^{(i)}$ ($i=0, 1, 2$) の値を用い、多孔体内の圧力の距離的、時間的変化を求めることができる。Fig. 1 は $\kappa=1.4$ (空気) について z と p/p_i の関係を p_N/p_i を助変数として示したものである。

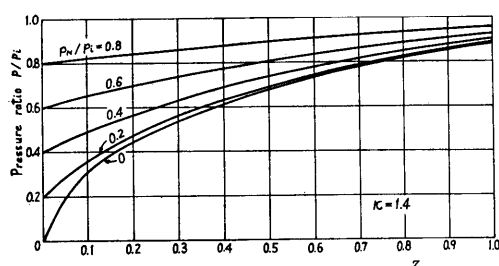


Fig. 1 Pressure ratio p/p_i as a function of z

3 自由面からのガスの流出量 (断熱的流動)

上述のように多孔体内のガス圧分布の時間的変化が求まると自由面からのガス流出量の時間的変化を求めることができる。多孔体内のガスの流速 v は次に示す Darcy の法則

$$v = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (19)$$

が成立するので、ある時間内の単位自由面当りの積算ガス流出量 Q は次式によって与えられる。

$$Q = \int_0^t \frac{k}{\mu} \left[\frac{\partial p}{\partial x} \right]_{x=0} dt \quad (20)$$

多孔体内のガス圧分布は求まっているので、これらの関係と(20)の関係を用いれば、

$$Q = \sqrt{\frac{k \phi t}{\mu}} \frac{p_{i2}^{\frac{3}{2}}}{p_N} \frac{\alpha}{\sqrt{\pi \kappa}} \left\{ 1 + \frac{\alpha}{\kappa} \times (0.25000 - 0.15916 \kappa) + \left(\frac{\alpha}{\kappa} \right)^2 \times (0.04167 + 0.09538 \kappa - 0.10529 \kappa^2) \right\} \quad (21)$$

(21)式によってガス流出量 Q を求めることができる。しかしこの Q の値は多孔体内のガスが圧力 p_N に減圧され、断熱的に温度が低下した状態での値である。したがって、標準状態すなわち圧力 1 atm、温度 20°C に換算したガス流出量 Q_N は

$$Q_N = Q \left(\frac{p_i}{p_N} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (22)$$

Table 1. Numerical Values of coefficients appearing in equation (18)
 $\kappa=1.40$

Argument z	Zero-order coefficient $w^{(0)}$	First-order coefficient $w^{(1)}$	Second-order coefficient $w^{(2)}$
0.0	1.00000	0.00000	0.00000
0.1	0.90486	-0.00239	0.00094
0.2	0.81107	-0.00541	0.00105
0.3	0.71992	-0.00851	0.00077
0.4	0.63259	-0.01125	0.00036
0.5	0.55010	-0.01337	0.00000
0.6	0.47329	-0.01471	-0.00024
0.7	0.40278	-0.01526	-0.00035
0.8	0.33898	-0.01509	-0.00035
0.9	0.28206	-0.01433	-0.00030
1.0	0.23200	-0.01313	-0.00021
1.2	0.15149	-0.01008	-0.00005
1.5	0.07300	-0.00562	0.00006
2.0	0.01683	-0.00143	0.00003

によって与えられる。

なおさきに発表した計算法によれば²⁾

$$Q_N = \sqrt{\frac{k\phi t}{\mu}} \frac{p_i^{3/2}}{p_N} S \quad \dots\dots\dots(28)$$

で与えられ、 S と p_N/p_i の関係を $\kappa=1.4$ について示せば Fig. 2 の破線に示すようである。いま(28)と(29)式を考慮して

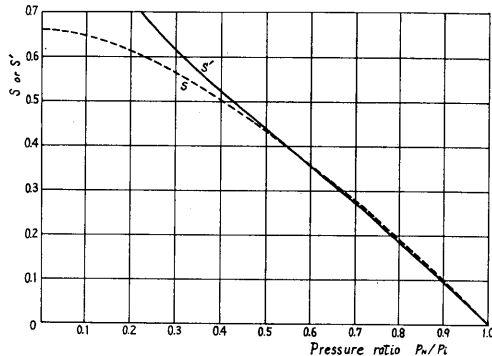


Fig. 2 S or S' as a function of p_N/p_i

$$S' = \left(\frac{p_i}{p_N} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \frac{\alpha}{\sqrt{\pi \kappa}} \left\{ 1 + \frac{\alpha}{\kappa} \right. \\ \times (0.25000 - 0.15916 \kappa) + \left(\frac{\alpha}{\kappa} \right)^2 \\ \left. \times (0.04167 + 0.09538 \kappa - 0.10529 \kappa^2) \right\}$$

とおき、 S' と p_N/p_i の関係を示せば Fig. 2 の実線に示すようで、 $p_N/p_i=0.4$ 以下では両曲線はいくぶんくいちがいが生ずる。すなわち、本論文に述べた方法では包蔵ガスの高いところでは良い結果は得られないようである。なお以上の計算で $\kappa=1.0$ とすれば、ガス流動が等温的である場合に相当し、R. E. Kidder によって求められた結果と一致する。

4 ガス圧分布とガス流出量 (吸着性を考慮した流動)

本節では流れが等温的であるとし、ガスの吸着性を考慮した非定常ガス流動について述べる。ガスの吸着特性としては近似的に次の Freundlich の式が成立するものとする。

$$\gamma/\gamma_N = (p/p_N)^n$$

ここに γ は常温において圧力 p のもとで単位体積の多孔体に含み得るガスの重量、 γ_N は圧力 p_N のもとで含み得るガスの重量、 n は媒体とガスによって決まる定数である。この関係が成立するときは多孔体内の

ガス圧の距離的、時間的変化をあらわす基礎式は次式によって与えられる。⁸⁾

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{k}{\phi \mu n p_N^{1-n}} \left\{ p^{2-n} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + p^{1-n} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad \dots\dots\dots(29)$$

ここに ϕ は見掛けの空隙率ともいうべきもので、1 atm において単位体積の多孔体に含まれるガスの標準状態における体積で、このガスは多孔体中に自由ガスと吸着ガスとして存在する。

また(29)式は次のように書くこともできる。

$$\frac{\partial p^2}{\partial t} = \frac{k p^{2-n}}{\phi \mu n p_N^{1-n}} \frac{\partial^2 p^2}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots(30)$$

いま、 $\rho = p/p_i$ 、 $\tau' = p_i^{2-n} t / n p_N^{1-n} \phi \mu$ および $\xi = x \sqrt{k}$ とおけば、

$$\frac{\partial \rho^2}{\partial \tau'} = \rho^{2-n} \frac{\partial^2 \rho^2}{\partial \xi^2} \quad \dots\dots\dots(31)$$

以下、初期条件、境界条件そのほか、計算手順などは前述と同様で、独立変数 $z = \xi / 2\sqrt{\tau'}$ を導入すると(6)式に対応する式として(32)式を得る。

$$\frac{d^2 w}{dz^2} + \frac{2z}{(1-\alpha w)^{2-n}} \frac{dw}{dz} = 0 \quad \dots\dots\dots(32)$$

上式を摂動法によって近似的に解くのであるが、これも同様に(11)、(12)および(13)式に対応し、つぎの線形常微分方程式が得られる。

$$\frac{d^2 w^{(0)}}{dz^2} + 2z \frac{dw^{(0)}}{dz} = 0 \quad \dots\dots\dots(33)$$

$$\frac{d^2 w^{(1)}}{dz^2} + 2z \frac{dw^{(1)}}{dz} = \frac{n-2}{2} z \frac{dw^{(0)}}{dz} \quad \dots\dots\dots(34)$$

$$\frac{d^2 w^{(2)}}{dz^2} + 2z \frac{dw^{(2)}}{dz} = (n-2) z \frac{d}{dz} \left\{ w^{(0)} \cdot w^{(1)} + \frac{4-n}{12} w^{(0)^3} \right\} \quad \dots\dots\dots(35)$$

さらに(33)、(34)および(35)式の解も同様の条件を考慮し、同様の手順によって

$$w^{(0)} = 1 - \operatorname{erf}(z) \quad \dots\dots\dots(36)$$

$$w^{(1)} = \frac{2-n}{2\pi} \left\{ e^{-2z^2} - w^{(0)} \left(1 + \sqrt{\pi} \cdot z e^{-z^2} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots(37)$$

$$w^{(2)} = (2-n) \left[-\frac{1}{\pi} w^{(1)} + \frac{1}{8\pi\sqrt{\pi}} z e^{-3z^2} - \frac{1}{2\pi} w^{(0)} - \frac{1}{16\sqrt{\pi}} z e^{-z^2} \times \left\{ (6-n) - (4-2n)z^2 \right\} w^{(0)^2} + \frac{1}{4\pi} \left\{ 2 - (2-n)z^2 \right\} \times e^{-2z^2} w^{(0)} + \frac{1-n}{4\pi} e^{-z^2} \operatorname{erf}(z) \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} z \operatorname{erf}(z) + e^{-z^2} \right\} + \frac{3\sqrt{3}}{16\pi} n \left\{ \operatorname{erf}(\sqrt{3}z) - \operatorname{erf}(z) \right\} \right] \quad \dots\dots\dots(38)$$

Table 2. Numerical Values of coefficients appearing in equation (18)
 $n=0.6$

Argument z	Zero-order coefficient $w^{(0)}$	First-order coefficient $w^{(1)}$	Second-order coefficient $w^{(2)}$
0.0	1.00000	0.00000	0.00000
0.1	0.88754	-0.01406	-0.00464
0.2	0.77730	-0.02650	-0.00789
0.3	0.67137	-0.03618	-0.00906
0.4	0.57161	-0.04251	-0.00818
0.5	0.47950	-0.04544	-0.00577
0.6	0.39614	-0.04530	-0.00256
0.7	0.32220	-0.04273	0.00075
0.8	0.25790	-0.03848	0.00361
0.9	0.20309	-0.03327	0.00571
1.0	0.15730	-0.02775	0.00695
1.2	0.08969	-0.01755	0.00726
1.5	0.03390	-0.00719	0.00490
2.0	0.00468	-0.00104	0.00130

$n=0.8$

Argument z	Zero-order coefficient $w^{(0)}$	First-order coefficient $w^{(1)}$	Second-order coefficient $w^{(2)}$
0.0	1.00000	0.00000	0.00000
0.1	0.88754	-0.01205	-0.00405
0.2	0.77730	-0.02271	-0.00704
0.3	0.67137	-0.03101	-0.00848
0.4	0.57161	-0.03644	-0.00836
0.5	0.47950	-0.03895	-0.00705
0.6	0.39614	-0.03883	-0.00506
0.7	0.32220	-0.03663	-0.00289
0.8	0.25790	-0.03298	-0.00091
0.9	0.20309	-0.02852	0.00065
1.0	0.15730	-0.02378	0.00172
1.2	0.08969	-0.01504	0.00255
1.5	0.03390	-0.00617	0.00195
2.0	0.00468	-0.00089	0.00056

Table 1 に対応する z と $w^{(0)}$, $w^{(1)}$, $w^{(2)}$ の関係は Table 2 のようで, $n=0.6$ と $n=0.8$ についての二例を示した。

多孔体内の圧力の距離的, 時間的变化は上式と(18)の関係を用いて求めることができ, 結果は Fig. 3 に示すようである。メタンガスと石炭の場合が $n \approx 0.6$ であるので, ⁴⁾ ここでは $n=0.6$ についての一例を示した。なお $n=1.0 \sim 0.4$ についての z と p/p_i の関係を Fig. 3 のように図示しても 圧力分布曲線には, ほ

とんど差異が認められないので, $n=0.6$ 以外の図は割愛した。多孔体内の圧力分布が上のように求まると, さきと同様にして自由面からのガスの流出量 Q_N を求めることができ前節(24)式に対応して,

$$Q_N = \sqrt{\frac{k\phi t}{n\mu}} p_N^{\frac{-n-1}{2}} \cdot p_i^{\frac{n+2}{2}} \left[\alpha n \left\{ 0.56419 \right. \right. \\ \left. \left. + 0.05125 \alpha (2-n) + \alpha^2 (0.00581 + 0.01211 n) \right. \right. \\ \left. \left. \times (2-n) \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (34)$$

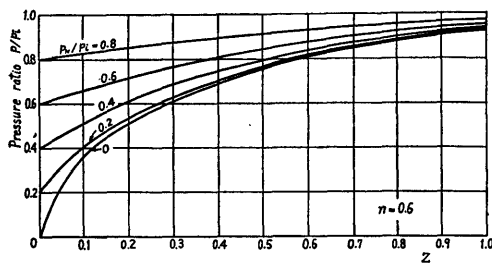


Fig. 3 Pressure ratio p/p_i as a function of Z

本計算においてはガスは等温的に流動すると仮定しているため、前述の(2)式の補正は不要である。なおさきに発表した計算法によれば、³⁾

$$Q_N = \sqrt{\frac{k\phi t}{n\mu}} p_N^{\frac{-n-1}{2}} \cdot p_i^{\frac{n+2}{2}} \cdot \sigma$$

で与えられ、 σ と p_N/p_i の関係を示せば Fig. 4 の破線で示すようである。いま(3)式において、

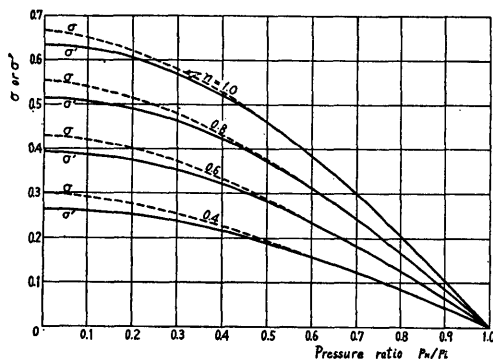


Fig. 4 σ or σ' as a function of p_N/p_i

$$\sigma' = \alpha n \{ 0.56419 + 0.05125 \alpha (2-n) + \alpha^2 (0.005810 + 0.01211 n)(2-n) \}$$

とおき σ' と p_N/p_i の関係を示せば同図の実線で示すようである。両曲線は p_N/p_i の大きいところではよく一致するが、小さいところでは多少の差異が認められ

る。このことは圧力比が小さくなると摂動法による解の収束性が悪くなるために誤差が生じてくるものと思われる。

5 結 言

半無限の拡がりをもつ多孔体の非定常ガス流動を摂動法によって解析し、ガス圧分布の時間的変化とガス流出量の時間的変化を求めた。しかし、このような解析はすでに詳細に報告しているが、^{2),3)} ガスの挙動に対して完全な表式化ができなかった。本論文で得た結果によれば、今回特に新しい結果が得られたわけではないが、ガスの挙動が(2)式および(3)式に示すような代数式で表現された点に意義があるように思われる。いま今回得た結果とさきに得た結果を比較検討して、つぎの結論を得た。

(1) 多孔体中をガスが断熱的に流動するとき、ガス圧分布の時間的変化ならびに自由面からのガス流出量はガス圧比すなわち自由空間の圧力と包蔵ガス圧の比が0.4以上ではさきの数値解析²⁾とよく一致するが、0.4以下では可成り差異が生ずる。このことは圧力比が小さくなるとパラメータ α が1に近づき、解の収束性が悪くなるためと思われる。

(2) 多孔体がガスに対して吸着性を有するときのガス流動にともなうガス圧分布と無次元量 z の関係は n の値が変わっても、ほとんど差異は認められない。また自由面からのガス流出量は上記のガス圧比が0.4以上ではさきに発表した結果³⁾とよく一致するが、0.4以下では前項で述べたほどの差異はないがやはり一致は見られなくなる。

参 考 文 献

- 1) R. E. Kidder, LA Habra, Calif. J. Appl. Mech., 24 (1957), 329
- 2) 段野, 滝本, 岡. 日本鉱業会誌, 87-999 (1971), 401
- 3) 段野, 滝本, 岡. 日本鉱業会誌 88-1015 (1972)
- 4) 平松, 小門, 段野. 日本鉱業会誌 77-874 (1961), 247